

# Math-Net.Ru

Общероссийский математический портал

В. А. Бойко, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов, Исследование пространственной структуры лазерной плазмы в диапазоне электронных плотностей  $10^{18}$  –  $10^{21}$  методами рентгеновской спектроскопии,  
*Квантовая электроника*, 1975, том 2, номер 6, 1216–1224

<https://www.mathnet.ru/qe11310>

Использование Общероссийского математического портала Math-Net.Ru подразумевает, что вы прочитали и согласны с пользовательским соглашением  
<https://www.mathnet.ru/rus/agreement>

Параметры загрузки:

IP: 18.97.14.89

14 мая 2025 г., 23:46:11



УДК 535.853+621.039.66+533.95+533.916

В. А. Бойко, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов

## ИССЛЕДОВАНИЕ ПРОСТРАНСТВЕННОЙ СТРУКТУРЫ ЛАЗЕРНОЙ ПЛАЗМЫ В ДИАПАЗОНЕ ЭЛЕКТРОННЫХ ПЛОТНОСТЕЙ $10^{18}$ — $10^{21}$ МЕТОДАМИ РЕНТГЕНОВСКОЙ СПЕКТРОСКОПИИ

*Измерение пространственного распределения (с разрешением 65 мкм) интенсивностей спектральных линий гелиеподобных многозарядных ионов в диапазоне 4—10 Å впервые позволило получить как профиль электронной плотности от  $10^{18}$  до  $10^{21}$  см<sup>-3</sup> вблизи точки отражения нагревающего плазму лазерного излучения, так и профиль электронной температуры  $T_e$  вплоть до расстояния от поверхности мишени  $r \sim 0,8$  мм. При этом максимальная электронная температура достигает 0,8 кэВ. Оценка характерного размера неоднородности плазмы дает значение  $\sim 9 \cdot 10^{-3}$  см. Приводится сравнение возможностей интерферометрической и спектроскопической методик по определению параметров плазмы.*

### 1. Введение

В экспериментах по нагреву плазмы лазерным излучением [1, 2] можно выделить две пространственные области плазмы: 1) с плотностью электронов меньше критической ( $N_e < N_{кр}$ , для неодимовых лазеров  $N_{кр} \approx 10^{21}$  см<sup>-3</sup>), где непосредственно выделяется энергия нагревающего излучения; 2) с плотностями твердого тела ( $\sim 10^{23}$  см<sup>-3</sup>) и выше, образующуюся, например, в случае конической [3] и сферической кумуляции [4]. Как для исследования физических процессов, сопровождающих поглощение нагревающего излучения, так и для диагностики кумулирующей плазмы необходимо развитие методик измерения пространственного распределения электронной плотности в диапазоне  $N_e > 10^{20}$  см<sup>-3</sup>. Используя последние до последнего времени методики не позволяли проводить измерения таких плотностей. Предельными значениями для интерферометрических методик в различных условиях были  $N_e \sim 5 \cdot 10^{18}$ — $5 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup> [5, 6].

Используемая в настоящей работе спектральная методика дала возможность продвинуться в область плотностей  $N_e \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>. Измерение пространственного распределения интенсивностей спектральных линий гелиеподобных многозарядных ионов в диапазоне длин волн 4—10 Å позволило получить профиль электронной плотности от  $10^{18}$  до  $10^{21}$  вблизи точки отражения нагревающего плазму излучения, а также профиль электронной температуры (0,2—0,8 кэВ).

Следует подчеркнуть, что практически все предыдущие измерения электронной температуры  $T_e$  в лазерной плазме проводились без пространственного разрешения и, в основном, с помощью методики поглотителей по непрерывному спектру. По-видимому, единственным исключением является работа [22], где для значений  $q \sim 5 \cdot 10^{11}$  Вт/см<sup>2</sup> прослеживается профиль  $T_e$  в зависимости от расстояния от мишени  $r$  в диапазоне 0—5 мм (для наиболее интересного диапазона  $r = 0$ —0,3 мм имеется всего одна точка  $T_e \sim 100$  эВ, полученная из наклона Лаймановского континуума ионов С VI). В настоящей работе прослеживается профиль электронной температуры на расстояниях 0,1—0,8 мм, при этом максимальная температура плазмы достигает 0,8 кэВ.

## 2. Методика определения электронной плотности

Измерение электронной плотности плазмы по относительным интенсивностям резонансной ( $1s^2\ ^1S_0-1s2p\ ^1P_1$ ) и интеркомбинационной ( $1s^2\ ^1S_0-1s2p\ ^3P_1$ ) линий He-подобных многозарядных ионов впервые было произведено в работе [7] для случая  $\theta$ -пинча. Использование спектров ионов с зарядом ядра  $z=6$  позволило измерить  $N_e \sim 10^{16}$ . Детальный анализ для лазерной плазмы и экспериментальные результаты для  $z=11, 12$  ( $N_e \sim 10^{20}$ ) приведены в работе [8]. Рассматриваемая методика основана на зависимости отношения интенсивностей резонансной и интеркомбинационных линий

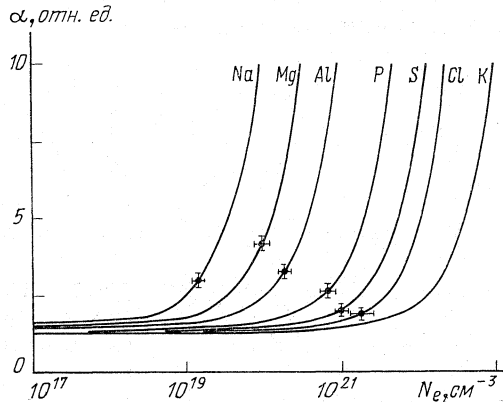


Рис. 1. Теоретические зависимости  $\alpha$  отношения интенсивности резонансной линии ( $1s^2\ ^1S_0-1s2p\ ^1P_1$ ) к интенсивности интеркомбинационной линии ( $1s^2\ ^1S_0-1s2p\ ^3P_1$ ) He-подобных ионов от электронной плотности плазмы  $N_e$  при  $T_e=400$  эВ для элементов с зарядом ядра 11—19 (использованы формулы из [8] с учетом результатов [17]). Обозначены значения  $\alpha$ , полученные в настоящем эксперименте.

от электронной плотности. Согласно работе [8] указанная зависимость описывается формулой

$$\alpha = \frac{I_R}{I_I} = G + 4(G+1) \frac{C(2^3; 2^1)}{A(2^3P_1; 1^1S_0)} N_e + 4G \frac{C(2^3; i)}{A(2^3P_1; 1^1S_0)} N_e, \quad (1)$$

где  $I_R, I_I$  — интенсивности резонансной и интеркомбинационной линий; отношение  $G$  равно

$$G = \frac{C(1^1S; 2^1S) + C(1^1S; 2^1P_1)}{C(1^1S; 2^3S) + C(1^1S; 2^3P_1)}; \quad (2)$$

$C(m, n) = \langle v\sigma(m, n) \rangle$  — скорость столкновительных переходов  $m \rightarrow n$ , обусловленных электронным ударом (обозначение уровней и аппроксимационные формулы для  $C$  см. в [8]);  $A(2^3P_1; 1^1S_0)$  — вероятность интеркомбинационного перехода (для  $z > 10$ ) экстраполировалась по данным работы [9].

На рис. 1 для иллюстрации приведены вычисленные с помощью формул (1) и (2) зависимости  $\alpha(N_e)$  для  $T_e=400$  эВ. Поскольку динамический диапазон измерения интенсивностей с помощью фотоматериалов обычно не превышает двух порядков, то, как это видно из кривых рис. 1, по линиям ионов с определенным зарядом ядра  $z$  можно измерять  $N_e$  в пределах примерно полутора порядков. В диапазоне  $N_e \sim 10^{18} - 10^{21}$  наиболее подходящими являются элементы с  $z \sim 11 - 16$  (Na—S). При больших значениях  $z$  (K, Ca и т. д.) отношение  $\alpha$  для данного диапазона плотностей близко к единице и практически не зависит от  $N_e$ .

Отношение  $\alpha$  помимо  $N_e$  зависит от электронной температуры, для измерения которой удобно использовать относительные интенсивности резонансных линий He-подобных ионов и их диэлектронных сателлитов (см., например, [10, 11]).

### 3. Экспериментальная установка

Для нагрева плазмы использовалась лазерная установка на неодимовом стекле со следующими параметрами импульса излучения: энергия до 80 Дж, длительность по полувысоте  $\sim 1,8$  нс, расходимость — не хуже  $3 \cdot 10^{-4}$  рад. При фокусировке лазерного импульса на поверхность мишени плотность потока излучения достигала значений  $q \sim 5 \cdot 10^{14}$  Вт/см<sup>2</sup>. Использовались как массивные твердые мишени (Mg, Al, SiO<sub>2</sub>, Sc, Ti, V), так и мишени, полученные путем прессования различных порошков (NaCl, P, S, KCl, CaO, 75% CD<sub>2</sub> + 20% P + 5% MgO).

Регистрация спектров, содержащихся в лазерной плазме многозарядных ионов, проводилась в диапазоне длин волн 2—19 Å одновременно тремя рентгеновскими спектрографами с выпуклыми кристаллами (см., например, [12]) с помощью фотопленки УФ-ВР [13]. Для определения профилей электронной температуры и плотности необходимо измерение пространственного распределения интенсивностей излучаемых лазерной плазмой спектральных линий с пространственным разрешением, сравнимым с размерами пятна фокусировки нагревающего излучения. Это обеспечивалось использованием стальной щели шириной 65 мкм, устанавливаемой между плазмой и кристаллом спектрографа параллельно направлению дисперсии. Таким образом, в направлении, перпендикулярном направлению дисперсии, такая система работала как одномерная камера обскуры, обладающая спектральным разрешением. При одновременном использовании трех спектрографов в случае фотографирования плазмы в трех проекциях различных ориентации щели позволяют получить информацию об объемном распределении интенсивностей спектральных линий. Схема регистрации для одного спектрографа представлена на рис. 2. Максимальное увеличение достигало  $13\times$  и ограничивалось шириной фотопленки 35 мм. Характерная спектрограмма, полученная с помощью описываемой методики, представлена на рис. 3. Определение интенсивностей спектральных линий производилось путем фотометрирования с последующим интегрированием на ЭВМ контура линии с учетом кривой почернения пленки УФ-ВР.

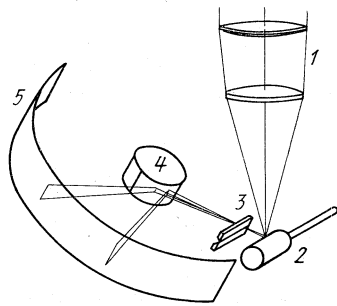


Рис. 2. Схема регистрации спектров многозарядных ионов с пространственным разрешением: 1 — фокусирующий объектив; 2 — мишень; 3 — щель  $\sim 65$  мкм; 4 — кристаллодержатель с кристаллом слюды; 5 — фотопленка.

При одновременном использовании трех спектрографов в случае фотографирования плазмы в трех проекциях различных ориентации щели позволяют получить информацию об объемном распределении интенсивностей спектральных линий. Схема регистрации для одного спектрографа представлена на рис. 2. Максимальное увеличение достигало  $13\times$  и ограничивалось шириной фотопленки 35 мм. Характерная спектрограмма, полученная с помощью описываемой методики, представлена на рис. 3. Определение интенсивностей спектральных линий производилось путем фотометрирования с последующим интегрированием на ЭВМ контура линии с учетом кривой почернения пленки УФ-ВР.

### 4. Экспериментальные результаты и их обсуждение

4.1. На рис. 4 представлена усредненная во времени типичная картина пространственного распределения интенсивностей резонансных линий H-и He-подобных ионов для случая алюминиевой мишени. Данные такого рода для  $z=12, 13, 15, 16, 22$  были получены из сравнения пространственных распределений интенсивностей спектральных линий в направлениях, перпендикулярных и параллельных плоскости мишени. Из аналогичных данных для различных мишеней следует, что для He-подобных ионов с  $z < 16$  (также как и для H-подобных ионов с  $z \leq 13$ ) наблюдается преимущественный разлет в перпендикулярном плоскости мишени направлении, тогда как для больших  $z$  асимметрия области свечения соответствующих ионов не наблюдается. Области свечения диэлектронных сателлитов резонансных линий практически не отличаются от сферической. Размеры областей мак-

симальной интенсивности наблюдаемых линий сравнимы с размерами пятна фокусировки нагревающего излучения ( $\sim 100$  мкм). Если в областях максимальной свечения резонансная линия для He-подобных ионов с  $z \leq 16$  интенсивнее как диэлектронных сателлитов, так и интеркомбинационных линий, то при увеличении расстояния от мишени  $r$  интенсивности резонансной и интеркомбинационной линий сравниваются (для Al при  $r \sim 500$  мкм) и на больших расстояниях интенсивность интеркомбинационной линии становится даже больше резонансной.

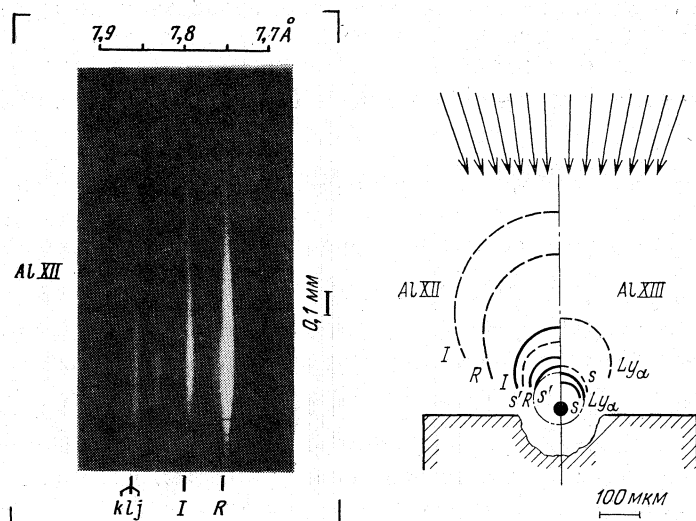


Рис. 3. Характерная спектрограмма, соответствующая разлету Al-плазмы в направлении, перпендикулярном поверхности мишени. Обозначения линий см. в [23].

Рис. 4. Структура лазерного факела, полученная из обработки экспериментальных спектрограмм с пространственным разрешением.

Линиями обозначены границы областей свечения спектральных линий соответствующих ионов (интенсивности: — — — — уровень 0,1; ————— — 0,5). R, I, s' — соответственно резонансная, интеркомбинационная линии и диэлектронные сателлиты He-подобного иона Al XII; Ly $\alpha$ , s — резонансная линия и диэлектронные сателлиты H-подобного иона Al XIII. Кроме того, обозначены области, из которых наблюдается непрерывное рентгеновское излучение с энергией  $\gamma$ -квантов  $E > 10$  кэВ (интенсивности: - · - · - — уровень 0,5; ● — 0,9).

Из анализа данных, аналогичных приведенным на рис. 4, следует, что для  $r \sim 0,2 - 1,0$  мм в течение лазерного импульса разлет плазмы носит конический характер (отметим, что для  $r > 1,0$  мм и после окончания лазерного импульса такое же утверждение следует из интерферометрических [6] и масс-спектрометрических [14] исследований). При этом максимальные температуры и плотности, равно как и максимальные интенсивности спектральных линий, имеют место в непосредственной близости от мишени. Поэтому области свечения линий ионов максимальной кратности, реализующихся для данной мишени при  $q \sim 10^{14}$  Вт/см $^2$ , имеют размеры, близкие к размерам пятна фокусировки нагревающего излучения, и, вследствие этого, более или менее сферическую форму. Например, в случае мишени из серы размер области свечения линий H-подобных ионов S XVI (также как в случае мишени из титана — He-подобных ионов Ti XXI) составляет  $\sim 0,1$  мм. Из-за конического характера разлета плазмы свечение ионов более низких кратностей, поддерживаемое рекомбинацией ионов высокой кратности, носит асимметричный характер. Так, He-подобные ионы S XV светят вплоть до  $r \sim 0,5$  мм, Mg XI — до 1,5 мм, Li-подобные ионы Ti XX — до  $\sim 0,4$  мм.

Отметим также, что кроме интенсивного линейчатого спектра на полученных спектрограммах наблюдалась засветка от непрерывного рентгеновского излучения с длиной волны короче  $1,2 \text{ \AA}$  (энергия фотонов  $E > 10 \text{ кэВ}$ ). Характерные размеры разных уровней интенсивности указаны на рис. 4, откуда видно, что подавляющая доля фотонов с  $E > 10 \text{ кэВ}$  излучается из плотного горячего ядра плазмы в пределах пятна фокусировки лазерного излучения.

4.2. Для определения параметров плазмы необходимо измерение распределений интенсивности свечения ионов по объему лазерного факела. В схеме спектрографа без пространственного разрешения почернение на фотопленке  $D$  пропорционально интенсивности рентгеновского излучения плазмы  $I(x, y, z, t)$  за время существования ионов соответствующей кратности, а также объему лазерного факела  $D = \eta \int_V dt I(x, y, z, t) dV$  и в слу-

чае сферической симметрии интегрально по времени:  $D = 4\pi\eta \int_0^R I(r) r^2 dr$ ,

где  $\eta$  — коэффициент пропорциональности, определяемый из кривой почернения фотоматериалов и геометрии эксперимента,  $V$  — объем лазерного факела. При этом почернение является интегральной по всем пространственным координатам величиной и определение распределения интенсивности свечения в лазерном факеле не представляется возможным.

В схеме с пространственным разрешением (при наличии щели перед спектрографом) интенсивность спектральной линии в направлении, перпендикулярном дисперсии (т. е. по высоте спектральной линии), соответствует усреднению по двум пространственным координатам. На рис. 5 заштрихована область, из которой фотоны с определенной длиной волны попадают в одно и то же место с координатой  $x_1$ . Если  $z$  — направление ориентации щели,  $y$  — направление наблюдения, то почернение в данной точке  $x_1$  на фотопленке интегрально по времени равно

$$D(x_1) = \eta I(x_1), \quad (3)$$

где  $I(x_1) = \int I(x_1, y, z) dy dz$  и в случае сферической симметрии

$$I(x_1) = \int dy dz I(r) = \int dy \int dz I(x_1^2 + y^2 + z^2)^{3/2}. \quad (4)$$

Обозначим  $\int dz I[(x_1^2 + y^2 + z^2)^{3/2}] = I_1(r_1)$ , где  $r_1 = (x_1^2 + y^2)^{1/2}$ , тогда

$$I(x_1) = \int dy I_1(r_1) = \int_x^R \frac{dr_1^2 I_1(r_1)}{(r_1^2 - x_1^2)^{1/2}}. \quad (5)$$

Уравнение (5) является уравнением типа Абеля и решается аналогично подобным уравнениям при обработке интерферограмм с аксиальной симметрией [15, 16].

$$I_1(r_1) = -\frac{1}{2\pi} \int_{r_1}^R \frac{dI(x_1)}{\sqrt{x_1^2 - r_1^2}}. \quad (6)$$

Но так как

$$I_1(r_1) = \int dz I(\sqrt{r_1^2 + z^2}) = \int_{r_1}^R \frac{I(r) dr^2}{\sqrt{r^2 - r_1^2}}, \quad (7)$$

где  $r = (x^2 + y^2 + z^2)^{1/2}$ , и уравнение (7) полностью аналогично уравнению (5), следовательно, повторяя преобразования, получаем

$$I(r) = \frac{1}{\pi} \int_r^R \frac{dI_1(r_1)}{\sqrt{r_1^2 - r^2}}. \quad (8)$$

Следовательно, проводя дважды стандартную процедуру вычисления подобного интеграла, можно получить профиль интенсивности излучения спектральной линии. При этом, так как для измерения плотности плазмы необходимо вычисление отношения (1), коэффициент пропорциональности  $\eta$  сокращается и достаточно измерения относительных интенсивностей спектральных линий.

Описанный выше метод обработки данных будет, по-видимому, представлять наибольший интерес в случае измерения параметров лазерной плазмы, образующейся при сферическом облучении мишени [4], так как в этом случае области свечения многозарядных ионов должны иметь сферическую симметрию.

4.3. В таблице представлены значения электронной плотности  $N_e$  и электронной температуры  $T_e$ , полученные исходя из экспериментальных относительных интенсивностей линий Неподобных ионов (см. разд. 2) с помощью снятых без пространственного разрешения спектрограмм. При определении  $N_e$  по формуле (1) использовались значения  $T_e$ , полученные из экспериментальных значений относительных интенсивностей резонансных линий и их диэлектронных сателлитов. Приведенные в таблице величины, соответствующие усредненному по объему плазмы и времени ее свечения интенсивностям спектральных линий, характеризуют некие «средние» значения плотности и температуры. Для иллюстрации экспериментальные значения отношений интенсивностей резонансных и интеркомбинационных линий  $\alpha$  для ионов с  $z=11-17$  приведены на рис. 1. В случае мишеней с  $z>17$ , экспериментальные значения  $\alpha$  становятся близкими к 1 и определение с их помощью  $N_e$  становится практически невозможным в силу слабой зависимости  $N_e$  от  $\alpha$  (рис. 1).

Следует отметить, что измеренные в настоящем эксперименте значения  $\alpha$  (например,  $\alpha \sim 0,9$  для Ti XXI) находятся в противоречии с минимально возможными теоретическими значениями  $\alpha_{\min}$ , вычисленными по формуле (1) с использованием сечений, приведенных в работе [8] (например, для Ti XXI при  $T_e \sim 1$  кэВ  $\alpha_{\min} \sim 3$ ). Это противоречие устраняется использованием уточненного значения сечения возбуждения резонансного уровня, полученного с учетом обменного взаимодействия в работе [17], а также рассмотрением дополнительных процессов заселения уровней с главным квантовым числом  $n=2$  каскадными переходами с верхних уровней [18]. Отметим также, что уточнение теории позволяет объяснить экспериментально наблюдаемое выравнивание интенсивностей резонансной и интеркомбинационной линий на больших расстояниях от поверхности мишени для ионов с зарядами ядра  $z=12-16$ .

Согласно приведенным в таблице данным при увеличении заряда ядер  $z$  использовавшихся Неподобных ионов наблюдается рост значений  $T_e$  и  $N_e$ . Это может быть связано с различием областей существования соответствующих ионов. Резкое повышение потенциала ионизации  $E_i$  с ростом  $z$  (например, для Mg XI  $E_i=1,76$  кэВ, для Ti XXI  $E_i=6,25$  кэВ) приводит

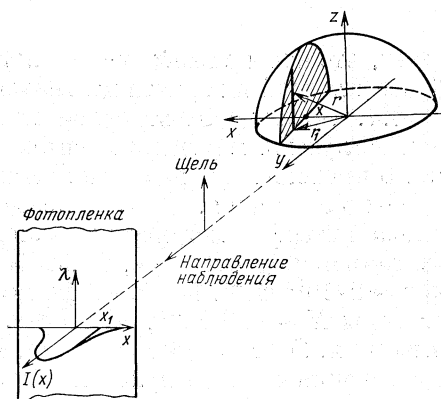


Рис. 5. Зависимость интенсивностей спектральных линий на фотопленке от пространственного распределения ионов.

Мишень	Не-подобные ионы			
	ион	$E_i$ , кэВ	$T_e$ , эВ	$N_e$ , см <sup>-3</sup>
NaCl	Na X	1,465	210	$3 \cdot 10^{19}$
Mg	Mg XI	1,762	230	$1,5 \cdot 10^{20}$
Al	Al XII	2,086	270	$3 \cdot 10^{20}$
SiO <sub>2</sub>	Si XIII	2,433	360	$2 \cdot 10^{20}$
P	P XIV	2,817	670	$6 \cdot 10^{20}$
S	S XV	3,224	740	$9 \cdot 10^{20}$
KCl	Cl XVI	3,658	560	$10^{21}$

к тому, что ионы с наибольшими потенциалами ионизации существуют в наиболее плотной и горячей центральной области плазмы.

4.4. Профили электронной плотности определялись по спектрограммам, полученным в экспериментах с пространственным разрешением. На рис. 6 представлены профили электронных плотностей  $N_e(r)$  для мишеней из серы и алюминия, а также предыдущие измерения [6], проведенные с помощью интерферометрической методики для мишеней из CD<sub>2</sub>. Плотность электронов на расстоянии, большем 0,35 мм, одинакова для S и Al и составляет  $\sim 2 \cdot 10^{19}$  см<sup>-3</sup>. На более близких расстояниях от поверхности мишени для серы  $N_e \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>, что превышает значение  $N_e \sim 2,5 \cdot 10^{20}$  см<sup>-3</sup> для алюминия. Этот результат связан, по-видимому, с различием областей существования соответствующих ионов. Следует учесть, что указанные значения электронной плотности являются заниженными вследствие того, что измеряемые интенсивности спектральных линий, регистрируемые на фотопленке, усреднены как по времени, так по двум пространственным координатам. Кроме того, наблюдение коротковолновых сателлитов резонансной линии Не-подобных ионов [19], в принципе, может быть интерпретировано как существование в плазме области с  $N_e \approx 10^{23}$ .

Представляется интересным провести сравнение профиля плотности  $N_e(r)$ , полученного в настоящем эксперименте с помощью спектроскопической методики, с данными, полученными ранее из интерферометрических измерений [6]. К достоинствам интерферометрических методик относится временное и пространственное разрешение, позволяющее проследить динамику изменения профиля электронной плотности. Однако существует ряд принципиальных трудностей [6, 20], не позволяющих проводить измерения за время действия нагревающего излучения на близких к мишени расстояниях. Кроме того, обычно при обработке экспериментальных данных предполагается сферическая симметрия разлета плазмы, что не имеет места в экспериментах по острой фокусировке на поверхности мишени. К достоинствам определения  $N_e(r)$  с помощью спектроскопической методики относится возможность проследить профиль плотности горячей зоны в непосредственной близости от мишени. Однако в настоящее время проведение таких измерений с временным разрешением в рентгеновском диапазоне спектра встречается со значительными затруднениями. Из вышесказанного следует, что интерферометрическая и спектроскопическая методики дополняют друг друга, что позволяет проводить измерения в широком диапазоне плотностей (см. рис. 6).

Важным параметром лазерной плазмы является градиент электронной плотности  $\nabla N_e$  вблизи точки отражения [21]. В настоящем эксперименте впервые проводится измерение профиля электронной плотности непосредственно вблизи точки отражения для нагревающего излучения ( $N_e \sim 10^{21}$  см<sup>-3</sup>). В качестве численной характеристики  $\nabla N_e$  удобно использовать характерный размер неоднородности плазмы  $L$ , определяемый из фор-



мулы (см. например, [21])  $N_e(x) \sim \exp\{-x/L\}$ , которой, как это видно из рис. 6, можно аппроксимировать экспериментальные данные вблизи мишени. Согласно данным этого рисунка  $L \sim 9 \cdot 10^{-3}$  см. Отметим, что в силу усреднения по времени оценки значения  $L$  в настоящей работе носят приближенный характер. Однако они представляются весьма полезными, поскольку являются единственной доступной в настоящее время информацией о  $\nabla N_e$  вблизи точки отражения, полученной непосредственно из экспериментальных данных.

4.5. На рис. 7 приведены экспериментальные профили электронных температур  $T_e(r)$  для различных элементов. Как видно из этого рисунка, для каждого  $z$   $T_e$  практически не зависит от расстояния до поверхности мишени (изменяется всего на 20—30%). Поэтому об истинном профиле температуры можно судить, применяя в качестве мишени смесь различных элементов. Огибающая экспериментальных данных для различных  $z$

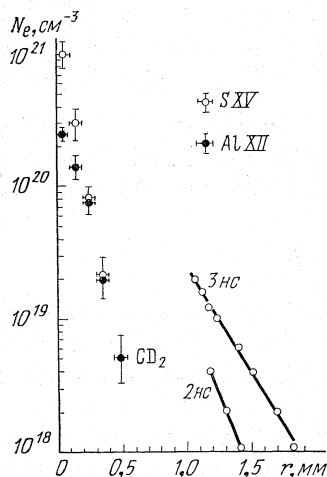


Рис. 6. Профили электронной плотности для мишеней из серы и алюминия, полученные с помощью спектроскопической методики. Сплошными линиями обозначены данные для мишени из  $\text{CD}_2$ , полученные ранее [6] с помощью интерферометрической методики.

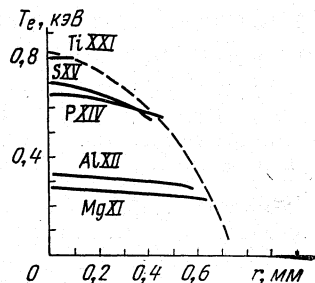


Рис. 7. Профили электронной температуры для элементов с различными зарядами ядра  $z$ . Пунктирной линией нанесена их огибающая, которая характеризует профиль электронной температуры в лазерном факеле.

(см. рис. 7) и является той зависимостью, которая может служить характеристикой истинного профиля  $T_e$ . Такой результат связан, по-видимому, с тем, что область измерения  $T_e$  достаточно узкая, так как для данного элемента отношение интенсивностей диэлектрических сателлитов к интенсивности резонансной линии  $\beta = I_S/I_R$  с ростом температуры уменьшается, а с уменьшением температуры спектр He-подобных ионов перестает наблюдаться. Кроме того, регистрируемая интенсивность излучения является усредненной по времени и по двум координатам величиной (см. п. 3.2), что приводит к усредненному и заведомо заниженному (хотя, возможно, и незначительно) значениям температуры.

## 5. Заключение

Вышеприведенные экспериментальные данные иллюстрируют возможности методов рентгеновской спектроскопии многозарядных ионов для определения пространственного распределения параметров лазерной плазмы в недоступном ранее диапазоне плотностей. Полученные значения  $N_e \sim 10^{21} \text{ см}^{-3}$  не являются предельными для использовавшейся методики, которая, согласно оценкам работы [19], может обеспечить, в принципе, измерения  $N_e \sim 10^{23} - 10^{24}$ .

Следует подчеркнуть, что достигнутое в настоящей работе пространственное разрешение  $\sim 65$  мкм отнюдь не является предельным и, в принципе, может быть уменьшено до нескольких микрон. Весьма желательным для будущих экспериментов по определению пространственно-временной структуры сверхплотной лазерной плазмы является временная регистрация интенсивностей рентгеновских спектральных линий (аналогично измерениям в видимой области спектра — см. обзор [5]). Однако следует заметить, что даже усредненные по времени данные настоящей работы характеризуют именно плотные горячие области плазмы, поскольку только там могут присутствовать многозарядные ионы с достаточно высокими потенциалами ионизации. В настоящей работе экспериментально реализована диагностика дейтерийсодержащей лазерной плазмы по малым присадкам ионов тяжелых элементов. В будущих экспериментах для получения полной информации о профилях  $T_e$  и  $N_e$  необходимо использовать присадки элементов с широким диапазоном атомных весов.

Авторы благодарны Н. Г. Басову, О. Н. Крохину за интерес к работе, Л. А. Вайнштейну, А. В. Виноградову, Е. А. Юкову, Г. В. Склизкову, И. Ю. Скобелеву за обсуждение результатов, Е. В. Аглицкому за помощь в постановке эксперимента.

#### СПИСОК ЛИТЕРАТУРЫ

1. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин. *ЖЭТФ*, **46**, 171 (1964).
2. N. G. Basov, O. N. Krokhin, G. V. Sklizkov. "Laser Interaction and Related Plasma Phenomena. Proc. 2-nd Workshop (August—September, 1971), New-York, London, Plenum-Press, 2, 1972, p. 389.
3. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. *«Письма в ЖЭТФ»*, **20** (2), 115 (1974).
4. Н. Г. Басов, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков, С. И. Федотов. *Труды ФИАН*, **76**, 146 (1974).
5. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков. *Труды ФИАН*, **76**, 186 (1974).
6. В. А. Бойко, Ю. А. Дрожбин, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, В. Я. Никулин, С. А. Пикуз, Г. В. Склизков, А. Я. Фаенов, Ю. В. Чертов, В. А. Яковлев. *Препринт ФИАН*, 1973, № 77.
7. H. J. Kunze, A. H. Gabriel, H. R. Griem. *Phys. Rev.*, **165**, 267 (1968).
8. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, А. В. Виноградов, Е. А. Юков. *«Квантовая электроника»*, **1**, 579 (1974).
9. G. W. Drake, A. Dalgarno. *Astrophys. J.*, **157**, 459 (1969).
10. A. H. Gabriel, C. Jordan. *Case Studies in Atomic collision Physics*. **2**, 1972, 209.
11. В. А. Бойко, О. Н. Крохин, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. *«Квантовая электроника»*, **1**, 2178 (1974).
12. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко. *Препринт ФИАН*, 1974, № 79.
13. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, Т. Н. Калинин, А. Н. Ошуркова, С. А. Пикуз, В. М. Уварова, А. Я. Фаенов, М. Р. Шпольский. *ПТЭ*, № 4, 913 (1975).
14. Ю. А. Быковский, Ю. П. Козырев, С. М. Сильнов, Б. Ю. Шарков. *«Квантовая электроника»*, **1**, 709 (1974).
15. «Физические измерения в газовой динамике и при горении», под ред. Р. У. Ладенбурга, Б. Льюиса, Р. Н. Пиза, Х. С. Тэйлора. М., ИЛ, 1957.
16. Ю. А. Захаренков, Н. Н. Зорев, А. А. Кологривов, Н. А. Коноплев, Г. В. Склизков, С. И. Федотов. *Препринт ФИАН*, 1973, № 121.
17. Л. А. Вайнштейн. *ЖЭТФ*, **67**, 63 (1974).
18. А. В. Виноградов, С. И. Скобелев, Е. А. Юков. *«Квантовая электроника»*, **2**, 105 (1975).
19. А. В. Виноградов, И. И. Собельман, Е. А. Юков. *«Квантовая электроника»*, **1**, 268 (1974).
20. Н. Г. Басов, В. А. Бойко, В. А. Грибков, С. М. Захаров, О. Н. Крохин, Г. В. Склизков. *ЖЭТФ*, **61**, 1(7), 154 (1971).
21. В. А. Бойко, А. В. Виноградов. *Препринт ФИАН*, 1971, № 31.
22. V. C. Voland, F. E. Igous, R. W. McWhirter. *Proc. Phys. Soc. (J. Phys. B.)*, **1**, 1180 (1968).
23. Е. В. Аглицкий, В. А. Бойко, С. М. Захаров, С. А. Пикуз, А. Я. Фаенов. *«Квантовая электроника»*, **1**, 908 (1974).